

УДК 543.422.8

## ИНТЕГРАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ СКВОЗЬ ТОНКИЕ ПЛЕНКИ

В.Н.Королук, Л.В.Усова

Объединенный институт геологии, геофизики и минералогии СО РАН  
630090, Новосибирск-90, пр. Ак.Коптюга, 3  
micropro@uiggm.nsc.ru

Поступила в редакцию 30 июля 2002 г.

Из экспериментальных данных Вяткина и др. по прострелу киловольтными электронами тонких пленок отдельных металлов получено общее выражение для интегральных коэффициентов прохождения электронов сквозь вещество и дано его сравнение с известными формулами. Показана связь коэффициентов прохождения электронов с  $\varphi(\rho z)$  - функцией распределения плотности числа ионизаций электронных оболочек атомов по глубине мишени.

**Королук Владимир Николаевич, кандидат геолого-минералогических наук, старший научный сотрудник лаборатории рентгено-спектрального анализа.**

**Область научных интересов – электронно-зондовый микроанализ.**

**Автор 75 опубликованных работ.**

**Усова Лариса Викторовна, старший научный сотрудник лаборатории рентгеноспектрального анализа.**

**Область научных интересов – электронно-зондовый микроанализ порообразующих минералов.**

**Автор 58 опубликованных работ.**

### Введение

В электронно-зондовом микроанализе аналитический сигнал генерируется в основном электронами зонда. Результат их ионизирующего воздействия на электронные оболочки атомов принято обозначать через  $\varphi(\rho z)$  – функцию распределения плотности числа ионизаций по глубине  $\rho z$  образца. Участие характеристического и тормозного излучения от элементов матрицы в возбуждении сигнала носит подчиненный характер и учитывается вне  $\varphi(\rho z)$  отдельными поправками на флуоресценцию. Если представление о роли этих поправок сформировалось, то в отношении оценки воздействия электронного пучка идет активный поиск возможностей более точного описания  $\varphi(\rho z)$  и учета влияющих на нее факторов. Обычно распределение, исходя из его общего вида, аппроксимируют теми или иными подходящими функциями, для которых поведение коэффициентов выявляется из эксперимента и мо-

дельных расчетов по методу Монте-Карло [1]. При более строгом физическом подходе опираются непосредственно на данные по взаимодействию налетающих электронов с материалом мишени [2-4]. С учетом закономерностей их рассеяния веществом можно рассчитать соответствующие вклады в  $\varphi(\rho z)$  от электронов, движущихся в прямом и обратном направлениях. Однако трудности в оценке энергетических, угловых характеристик, количества проходящих и обратно рассеянных электронов в элементарном слое образца на произвольном расстоянии от поверхности сдерживают развитие и применение этого перспективного способа расчета  $\varphi(\rho z)$ . Исследования по рассеиванию киловольтных электронов веществом немногочисленны, многие вопросы не ясны. Цель работы – показать теоретическую связь функции  $\varphi(\rho z)$  с интегральным коэффициентом прохождения электронов; на основе экспериментов [5-17] по прострелу пленок электронами, пред-

ставить в общем аналитическом виде интегральные коэффициенты прохождения электронов для различных атомных номеров и ускоряющих напряжений.

### Теоретическая часть

Если известна функция  $\eta$ , описывающая энергетическое и пространственное распределение электронов, пересекающих в направлении углов  $\theta$  и  $\psi$  от оси зонда под телесным углом  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\psi$  на глубине  $\rho z$  слой толщиной  $d\rho z$  то общее число  $dN$  актов ионизаций в пересчете на один падающий в единицу площади электрон выразится соотношением

$$dN(\rho z) = \frac{CN_0}{A} \rho dz \int_{E_0}^{E_c} \int_{\Omega} \frac{\partial^2 \eta(\rho z, E, \Omega)}{\partial E \partial \Omega \cos\theta} Q(E) dE d\Omega.$$

С и  $A$  - массовая концентрация и атомная масса исследуемого элемента в пробе,  $N_0$  - число Авогадро,  $\rho$  - плотность материала и  $Q$  - поперечное сечение ионизации уровня. Коэффициент  $1/\cos\theta$  учитывает увеличение пробега электрона в элементарном слое за счет отклонения его траектории на угол  $\theta$  от исходного вектора скорости. Обычно он перпендикулярен поверхности образца. Следовательно, в силу симметрии рассеяния электронов их пространственное распределение вокруг полярной оси - начального направления пучка - не будет зависеть от угла  $\psi$ . Тогда интегрирование распределения  $\eta(\rho z, E, \Omega)$  по телесному углу  $\Omega$  упростится до интегрирования по азимутальному направлению  $\theta$ .

$$dN(\rho z) = \frac{CN_0}{A} \rho dz \int_{E_0}^{E_c} \int_0^\pi \frac{\partial^2 \eta(\rho z, E, \theta)}{\partial E \partial \theta \cos\theta} Q(E) dE d\theta. \quad (1)$$

Для функции  $\eta$  должно выполняться условие о том, что на любом расстоянии  $\rho z$  интегрирование по углам и энергиям даст общее количество электронов, пересекающих слой  $d\rho z$  во всех направлениях:

$$\eta(\rho z) = \int_{E_0}^{E_c} \int_0^\pi \frac{\partial^2 \eta(\rho z, E, \theta)}{\partial E \partial \theta} dE d\theta. \quad (2)$$

Отношение  $dN(\rho z) / C \rho dz$  представляет для единицы концентрации элемента ионизационную плотность, распределенную в направлении  $\rho z$ . Обычно она нормируется и в подавляющем большинстве случаев - на величину  $N_0 Q(E_0) / A$  - плотность актов ионизаций от одного электрона, падающего нормально в единичную площадь на виртуальный (изолированный) слой  $d\rho z$  рассматриваемого элемента. С учетом нормировки выражение (1) примет вид

$$dN(\rho z) = C \varphi(\rho z) d\rho z,$$

$$\text{где } \varphi(\rho z) = \frac{1}{Q(E_0)} \int_{E_0}^{E_c} \int_0^\pi \frac{\partial^2 \eta(\rho z, E, \theta)}{\partial E \partial \theta \cos\theta} Q(E) dE d\theta. \quad (3)$$

В конечном итоге, зная  $\eta(\rho z, E, \theta)$  и переходя от нее к  $\varphi(\rho z)$  и далее к соотношению  $N = C \int_0^\infty \varphi(\rho z) d\rho z$ , определим общее количество ионизаций уровня одним электроном и однозначно свяжем аппаратный отклик (регистрируемую интенсивность  $I$ ) с концентрацией элемента  $C$ :

$$I = \text{const} \cdot C \int_0^\infty \varphi(\rho z) \exp(-\chi \rho z) d\rho z.$$

Как уже отмечалось, поведение  $\eta(\rho z, E, \theta)$  во многом неясно. Это обстоятельство не позволяет выразить аналитически с приемлемой точностью все аспекты рассеяния электронов мишенью, а затем рассчитать  $\varphi(\rho z)$ . В экспериментах по электронным пробежам обычно определяют интегральную составляющую  $\eta(\rho z)$ , связанную с распределением  $\eta(\rho z, E, \theta)$  соотношением (2). Во-вторых, отдельно оценивают потоки электронов, движущихся в прямом и обратном направлениях, т.е. общий коэффициент прохождения через некоторый слой разбивается на два:  $\eta = \eta_T + \eta_B$ . Первое слагаемое отражает рассеяние вперед на углы  $[0, \pi/2]$ , а второе показывает ток обратно-рассеянных электронов, движущихся под углами  $[\pi/2, \pi]$  в направлении задней полусферы. Изучение закономерностей пробеж электронов вперед и назад представляют самостоятельные задачи экспериментальных исследований. Если обратиться к рассмотрению характеристик прохождения, то доля в  $\varphi(\rho z)$  от потока "вперед" выразится, согласно формуле (3), следующим образом:

$$\varphi_T(\rho z) = \frac{1}{Q(E_0)} \int_{E_0}^{E_c} \int_0^{\pi/2} \frac{\partial^2 \eta_T(\rho z, E, \theta)}{\partial E \partial \theta \cos\theta} Q(E) dE d\theta.$$

При расчете  $\varphi(\rho z)$  необходимо задать в явном виде функцию  $\eta_T(\rho z, E, \theta)$ . Для этого на современном этапе исследований многообразие угловых распределений заменяют единым для всех электронов средним  $\theta_m(\rho z)$  [2] или наиболее вероятным для глубин  $\rho z$  углом рассеяния  $\theta_p(\rho z)$  [3, 18]. Этим шагом  $\eta_T(\rho z, E, \theta)$  сводится к функции двух переменных  $\rho z$  и  $E$ . Тогда в одном из вариантов  $\varphi(\rho z)$  запишется формулой

$$\varphi_T(\rho z) = \frac{1}{Q(E_0) \cos[\theta_p(\rho z)]} \int_{E_0}^{E_c} \frac{\partial \eta_T(\rho z, E)}{\partial E} Q(E) dE.$$

Для описания энергетического распределе-

ния  $\partial \eta_T / \partial E$  обычно привлекается какая-либо модификация формулы Махова [4, 19, 20] или приближение Августа-Верниша [21]. С их помощью на основе уже интегрального коэффициента  $\eta_T(\rho z)$  представляют аналитически зависимость по энергиям  $\eta_T(\rho z, E)$  и рассчитывают по вышеприведенному интегралу вклад в  $\varphi(\rho z)$  от проходящих электронов.

К середине 60-х годов прошлого века были установлены основные закономерности прохождения электронов сквозь тонкие пленки различных элементов. Махов показал [22], что зависимость относительной убыли прошедших электронов от толщины пленки  $z$  близка к экспоненциальной

$$\eta_T(z, Z, E_0) = \exp(-\alpha z^p), \quad (4)$$

где коэффициенты  $p$  и  $\alpha$  являются функциями атомного номера  $Z$  мишени и начальной энергии электронов  $E_0$ . До этого Селигер [23] заметил, что все многообразие кривых прохождения можно свести к единой универсальной функции, если определенным образом задать единицу измерения пройденного расстояния. Рекомендовалось вести отсчет в долях от полного пробега. Затем были предложены другие способы нормализации поперечных пробегов, главное достоинство которых заключалось в возможности определения единицы масштаба по экспериментальным кривым. Так, Махов [22] принял за единицу отсчета расстояние  $z_e$ , за которым первичный поток электронов ослабевает в  $e$  раз. Тогда из выражения (4) для  $\eta_T$  имеем:  $\alpha z_e^p = 1$  или  $\alpha = 1/z_e^p$ . Одновременно выяснилось, что в широкой области изменения атомных номеров и ускоряющих напряжений выдерживается зависимость  $z_e \approx c E_0^n$ . В дальнейшем Дюпюи [24], опираясь на данные эксперимента по прострелу тонких пленок электронами энергий 50 – 1200 кэВ и теоретические соображения, выразил аналитически коэффициенты  $c$ ,  $n$  и  $p$ :

$$\begin{aligned} c &= 3,39 \cdot 10^{-6} / \rho; \quad p = 3,80 \sqrt{Z/A} / \lg Z; \\ n &= 0,75 + 1,38 \sqrt{Z/A} + 6,22 / (Z^2 \rho^2). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь и далее коэффициенты в формулах (5) соответствуют измерению плотности  $\rho$  вещества пленки в  $[g/cm^3]$ , расстояния  $z$  в  $[cm]$  и  $E_0$  в  $[кэВ]$ . В выражении для  $n$  присутствует  $\rho$ , что влечет за собой зависимость  $\rho z_e$  и в конечном итоге  $\varphi(\rho z)$  от плотности материала. Авторам, однако, была сделана оговорка, что в экспериментах использовались пленки алюминия и более тяжелых элементов, для которых этот член пренебрежимо мал. Почти сразу Боровский и Рыдник [2, 4] предприняли попытку использовать кривые прохождения элект-

тронов по Махову – Дюпюи для целей микроанализа. Позже Стауб [3, 20, 25] для определения  $\varphi_T(\rho z)$  дал такие соотношения для параметров:

$$\begin{aligned} n &= 1 + 0,42[\ln E_0 + 0,5]^{0,35}; \quad p = -(0,8 + 2B) \ln B; \\ c &= 5,9 \cdot 10^{-6} / (n\rho). \end{aligned} \quad (6)$$

Коэффициент обратного рассеяния электронов от массивного образца  $B = \beta[1 - \exp(-6,6 \cdot 10^{-3} \beta^{2,5} Z)]$ ;  $\beta = 0,40 + 0,065 \ln E_0$ . Величина  $c$  получена для энергий 0,5 – 200 кэВ.

Фиттинг [26, 27] предложил пройденное расстояние измерять в долях от поперечного пробега электронов  $z_r$ , за которым экспериментальное значение  $\eta_T$  падает до 0,01. Из этого условия определяется коэффициент  $\alpha$ :  $0,01 = \exp(-\alpha z_r^p)$  или  $\alpha = 4,605/z_r^p$ . Величины  $z_r$  по разному связаны с ускоряющим напряжением.

$$\left. \begin{aligned} z_r &= 9 \cdot 10^{-6} E_0^{1,3} / \rho^{0,8}, & E_0 \leq 10 \text{ кэВ}; \\ z_r &= 4,5 \cdot 10^{-6} E_0^{1,7} / \rho^{0,9}, & E_0 > 10 \text{ кэВ}; \\ \rho &= -(0,8 + 2B) \ln B. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

В этих формулах присутствует зависимость расстояния  $\rho z_r$  от плотности материала. Для некоторых элементов автором приведены величины  $B$ .

В иной форме представлены интегральные коэффициенты прохождения Целлера-Расте [28]. Они получены на основе полуэмпирической теории и выражены не экспоненциальной, а степенной зависимостью:

$$\begin{aligned} \eta_T(z) &= (1 - z/z_m)^a + 4,65 / (3,54 + 3,56 \cdot 10^{-2} Z - \\ &\quad - 0,414 \cdot 10^{-2} Z^2) [(1 - z/z_m)^b - (1 - z/z_m)^a], \\ a &= 4,65 + 3,56 \cdot 10^{-2} Z; \quad b = 1,112 + 0,414 \cdot 10^{-2} Z^2. \end{aligned} \quad (8)$$

С помощью этого выражения Август и Верниш [29] определяли  $\varphi_T(\rho z)$ , уточнив единицу отсчета расстояния - максимальный поперечный пробег - до вида

$$\rho z_m = 4,82 \cdot 10^{-6} (1 + 0,02127 \cdot Z^{1,212}) E_0^d, \quad \text{где } d = 1,75 - \sqrt{Z}/38.$$

Рассмотрим еще один способ отсчета, когда за единицу расстояния приняты средние поперечные пробеги  $\bar{z}$  электронов. Он предложен Вятским и др. [5] для обработки данных по коэффициентам прохождения. Выбор  $\bar{z}$  имеет то преимущество, что эта величина хорошо соответствует глубине полной диффузии электронов [30], средней глубине их поглощения [31] и может, следовательно, привлекаться для описания и этих процессов. Параметр  $\bar{z}$  рассчитывается по соотношению

$$z = \int_0^{\infty} z \frac{\partial \eta_T}{\partial z} dz / \int_0^{\infty} \frac{\partial \eta_T}{\partial z} dz = - \int_0^{\infty} z \frac{\partial \eta_T}{\partial z} dz.$$



Используя представление (4), получим после интегрирования:  $\bar{z} = \alpha^{-1/p} \Gamma(1+1/p)$ . Тогда  $\alpha = [\Gamma(1+1/p)/\bar{z}]^p$ .  $\Gamma$  – гамма-функция. Отсюда

$$\begin{aligned}\eta_T(z) &= \exp\{-[z\Gamma(1+1/p)/\bar{z}]^p\} \text{ или} \\ \eta_T(\rho z) &= \exp\{-[\rho z\Gamma(1+1/p)/(\rho \bar{z})]^p\}.\end{aligned}\quad (9)$$

### Экспериментальная часть

Определим и выразим функционально поведение параметров  $p$  и  $\bar{z}$  распределения (9). Для этого привлечем экспериментальные результаты по прострелу мишеней электронами с энергиями от нескольких до 70 кэВ [5–17]. В этих работах исследовалось прохождение электронов как в отдельных пленках Be, C, Al, Si, Cu, Ge, Ag, Au, так и частично в системе «пленка – вакуумный зазор – подложка», имитирующей пробеги в массивном теле. Большей частью проведен полный комплекс измерений, позволяющий в конечном итоге рассчитать в выражении (9) неизвестные  $p$  и  $\bar{z}$  и далее коэффициенты  $s$  и  $n$ . Измерялись зависимости  $\eta_T = f(E_0)$ , когда толщина пленки  $\rho z = \text{const}$  и  $\eta_T = f(\rho z)$  при постоянных  $E_0$ . В опытах плотность пленок не определялась, общая погрешность измерений достигала 13–15 %.

В данной работе результаты экспериментов [5–17] по интегральным коэффициентам прохождения представляли выражением (9), определяли коэффициенты  $p$  и  $\bar{z}$ , затем рассчитывали величины  $n$  и  $s$ . Из экспериментов следует, что средние пробеги хорошо аппроксимируются степенным законом  $\bar{z} = cE_0^n$  со средним показателем степени  $n \approx 1.6$  ( $s_r = 2.5\%$ ). В литературе указывается на слабую зависимость  $n$  от той или иной величины. В [24] показано изменение  $n$  в зависимости от атомного номера в интервале 1.7–1.6, а в [20]  $n$  изменяется в пределах 1.5–1.7 в зависимости от обычных в микроанализе  $E_0$ . Однако нами не выявлена тенденция изменения  $n$  (хотя явно выпадает цифра по Ag), но была сделана корректировка величин  $s$  к показателю степени  $n = 1.6$ . В исходной экспериментальной паре данных  $n$  и  $s$ , где показатель степени отличался от 1.6, по соотношению  $s_1 E_0^n = cE_0^{1.6}$  проведен пересчет значений  $s_1$  в  $s$ . Результаты обработки экспериментальных кривых приведены в таблице в величинах  $n$ ,  $p$  и  $\rho s$ . Указаны интервалы энергий, для которых ставились опыты.

Связь  $\rho s$  с  $Z$  и отношения  $p/\ln B$  с  $B$  можно представить прямой линией. Методом наименьших квадратов рассчитаны линейные корреляции. В итоге получили

$$\left. \begin{aligned}\rho s &= 10^{-6}(3,936 - 0,0183Z), \\ p/\ln B &= -(0,738 + 2,282B), \\ z &= 10^{-6}(3,936 - 0,0183Z)E_0^{1,6}/\rho.\end{aligned}\right\} \quad (10)$$

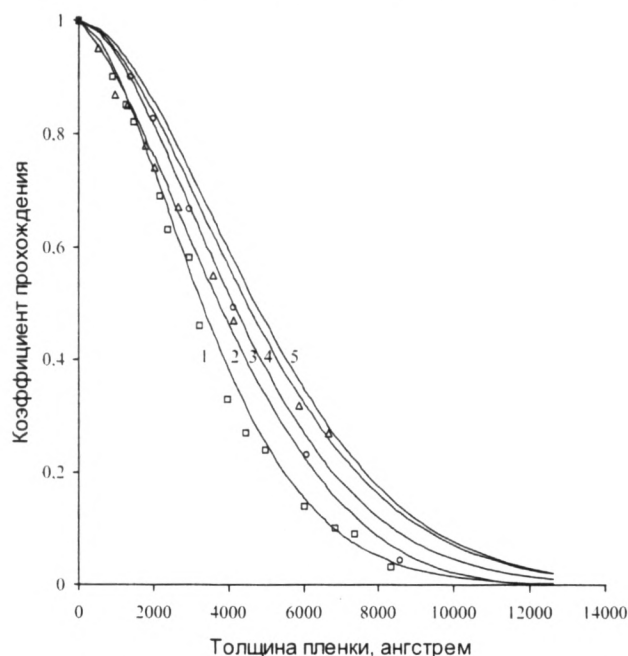
Зависимость  $p$  определена для коэффициента обратного рассеяния электронов от толстой подложки  $B = 0,00175Z + 0,37[1 - \exp(-0,015Z^{1,3})]$  по Пушо и Пишуар [32]. Расчеты величин  $p$  по формулам (6), (7) и (10) дают близкие результаты при любых  $Z$ .

Таким образом, нами определены параметры, позволяющие распространить на широкий круг атомных номеров и энергий экспериментальные данные работ [5–17] для интегральных коэффициентов прохождения  $\eta_T(\rho z)$ , выраженных в форме (9) с отсчетом расстояния от поверхности в средних пробегах. Подчеркнем, что опыты проводились по отдельным элементам; для сложных матриц с неизбежностью встанет вопрос о выборе способа усреднения  $Z$ . Следует также заметить, что при экспоненциальном представлении  $\eta_T$  в решении для  $\bar{z}$  появляется гамма-функция, аргумент которой для любых  $Z$  лежит в области (1, 2).  $\Gamma(1) = \Gamma(2) = 1$  и внутри интервала [1, 2] она имеет минимум для  $p = 2,17$ . Иными словами, при возрастании  $Z$  до 11 значение  $\Gamma(1+1/p)$  уменьшается, а далее начинает расти. Этот факт является следствием аппроксимации кривых прохождения экспонентой и не находит физического объяснения. Из экспериментов не ясно, компенсируется ли этот экстремум соответствующим поведением коэффициента  $\rho s$  – здесь явно требуются дополнительные измерения по легким мишеням.

### Обсуждение результатов

Для сравнения закономерностей поведения интегральных коэффициентов прохождения электронов, предложенных разными авторами, просчитаны  $\eta_T$  по легким, средним и тяжелым матрицам с типичными в анализе  $E_0$ : 10, 20 и 30 кэВ. На рис. 1 показаны графики, построенные для меди при 20 кэВ. В целом они отражают общее соотношение между кривыми и для других экспериментальных условий. Коэффициенты прохождения, полученные по формулам (4) и (7) – самые низкие для всех элементов от C до U. Лишь только при 30 кэВ значения  $\eta_T$  для урана, полученные по соотношениям (9)–(10), становятся чуть ниже. Малые значения коэффициентов по Фиттингу [26, 27] предопределены выбором единицы отсчета пробегов. Реально ток электронов иссякает раньше, чем это следует из представления кривых прохождения экспонентой. Иными словами, на предельных толщинах пленок, которые преодолеваются примерно 1 % электронов, теоретическая кривая будет лежать выше экспериментальных точек. Поэтому привязка «хвоста» экспоненты к эксперименту на условие 0,01 приводит к

заметному сжатию аппроксимирующей линии, что ведет к занижению расчетных значений  $\eta_r$ .



**Рис.1.** Интегральные коэффициенты прохождения электронов  $\eta_r$  сквозь пленки меди (20 кэВ): кривые 1 – 5 рассчитаны по формулам (7), (8), (10), (6) и (5); экспериментальные точки: □- Вятскин и др. [8]; △- Косслет и Томас [33]; ○- Вятскин и др. [16]

Для элементов малых и средних атомных номеров наибольшие значения характерны для

расчетов по формуле Дюпюи [24]. Отрыв особенно заметен для самых легких матриц, поскольку коэффициент  $p$  из выражения (5) существенно выше (см. таблицу), чем при вычислениях по другим формулам. Однако с возрастанием атомного номера мишени это различие становится практически незначимым. Для тяжелых элементов самые высокие величины  $\eta_r$  получаются при использовании параметров (6). Результаты, полученные по формуле Августа-Верниша [29], и расчеты по формулам (9) - (10) попадают внутрь области разброса коэффициентов прохождения. В целом же максимальное отличие между крайними графиками в абсолютных величинах  $\eta_r$  составляет ~ 0.2 - 0.3 для средних и тяжелых матриц и возрастает до 0.4 – 0.6 при малых  $Z$ . Для сопоставления на рисунок нанесены соответствующие экспериментальные точки, приведенные в работах [33] и [8] по пленкам, и результаты опытов в системе "пленка-зазор-массив" [16]. Значения  $\eta_r$  в последнем случае выше, поскольку рассеянные в пленку от массивной подложки электроны частично вновь начинают двигаться в ней в направлении первичного пучка. По оценке Стауба [3], вклад в суммарную ионизацию электронного уровня атома от этого "третичного" потока электронов менее 15 %.

Экспериментальные и расчетные значения параметров для интегральных коэффициентов прохождения электронов

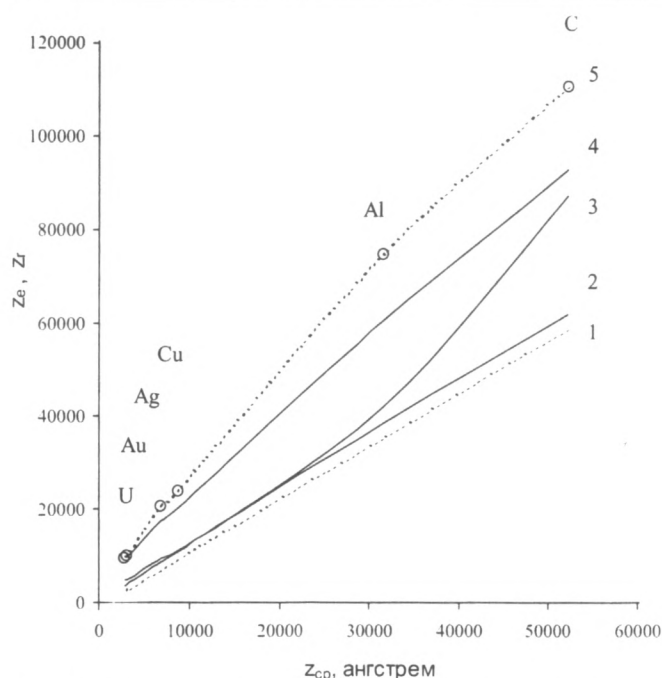
Элемент	$E_0$ , кэВ	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Эксперимент			Расчет по формулам		
			$n$	$\rho \cdot 10^6$ , г/см <sup>2</sup>	$p$	$\rho \cdot 10^6$ (10), г/см <sup>2</sup>	$p$ (10)	$p$ (5)
4 Be	2-10	1,85	1,62	3,823	2,7	3,863	2,68	4,20
6 C	2-10	1,68	-	-	2,4	3,826	2,44	3,45
13 Al	4-70	2,70	1,6	3,748	2,0	3,699	2,05	2,37
14 Si	4-30	2,33	1,6	3,767	2,1	3,681	2,02	2,34
29 Cu	4-70	8,96	1,6	3,387	1,65	3,407	1,69	1,76
32 Ge	4-30	5,32	1,58	3,341	1,69	3,352	1,65	1,68
47 Ag	2-4	10,50	1,55	2,941	1,47	3,078	1,49	1,50
79 Au	4-70	19,32	1,6	2,564	1,3	2,493	1,29	1,25

Легко найти теоретическую связь между коэффициентами  $\eta_r$ , выраженными формулой (4), в которой использованы разные единицы отсчета расстояния. Сопоставляя для них коэффициенты  $a$ , получим

$$z_e = z_l (1 + 1/p); z_r = \bar{z} 4,605^{1/p} / l (1 + 1/p). \quad (11)$$

На рис.2 штриховыми линиями показано по-

ведение величин  $z_e$  и  $z_r$ , связанных выражениями (11) со средним пробегом  $\bar{z}$ , найденным по соотношению (10). Для сравнения приведены графики зависимостей  $z_e$  и  $z_r$ , построенные с помощью эмпирических соотношений (5), (6) и (7). По степени их близости к соответствующим теоретическим кривым можно судить о возможностях формул.



**Рис.2.** Связь теоретических и расчетных единиц измерения расстояния со средними поперечными пробегами электронов: линии 1 и 5 соответствуют теоретическим значениям  $z_s$  и  $z_r$ , полученным по формулам (11); графики 2, 3 и 4 — значениям, рассчитанным по формулам, приведенным в работах [3, 20, 24-27]; кружками отмечены значения  $z$  для указанных элементов

Видно, что коэффициенты прохождения по Фиттингу применимы только для тяжелых элементов, значения  $\eta_r$  по Дюпюи вполне удовлетворительны для средних и высоких атомных номеров. Вычисления по модели Стауба дают хорошее согласие для всех элементов. На рисунке показаны результаты для 30 кВ. Мало отличаются от них значения, полученные при ускоряющих напряжениях 10 и 20 кВ. В целом, сравнение значений  $\eta_r$ , полученных по соотношениям (9) – (10), с интегральными коэффициентами прохождения, найденными по формулам (5) – (8), показало, что они располагаются внутри интервала разброса значений и наилучшее согласие их в широкой области изменения атомных номеров и ускоряющих напряжений наблюдается с результатами расчетов по выражениям (8) и (6).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврентьев Ю.Г. Методы коррекции в рентгено-спектральном микроанализе. Состояние, тенденции развития / Ю.Г. Лаврентьев, В.Н. Королук, Л.В. Усова // Тез. докл. IV Всерос. конф. по рентгеноспект. анал. Иркутск: ИЗК СО РАН, 2002. С.3.
2. Боровский И.Б. Распределение интенсивности рентгеновского излучения в массивном аноде / И.Б.Боровский, В.И.Рыдник // Известия АН СССР, сер. физ. 1967. Т.31, №6. С.1009-1015.
3. Staub P.-F. IntrIX: a Numerical Model for Electron Probe Analysis at High Depth Resolution. Part I – Theoretical Description // X-Ray Spectrometry. 1998. V.27. P.43-57.
4. Borovskii I.B., Rydник V.I. The theory of quantitative electron probe microanalysis // Quantitative electron probe microanalysis / Ed. K.F.J.Heinrich. Washington, DC – NBS spec. publ. 298. 1968. P.35-52.
5. Вятский А.Я. К вопросу о прохождении электронов через твердое тело / А.Я.Вятский, А.Н.Пилянкевич, В.В.Трунев // ФТТ. 1964. Т.6, вып. 5. С.1563-1565.
6. Вятский А.Я. Прохождение, поглощение и отражение электронов в тонких пленках твердого тела / А.Я.Вятский, В.В.Трунев // Радиотехника и электроника. 1967. № 9. С. 1636-1641.
7. Вятский А.Я. Об отражении электронов тонкими пленками твердого тела / А.Я.Вятский, А.Н.Кабанов, К.А.Макаров и др. // Там же. 1970. № 3. С. 565-570.
8. Вятский А.Я. Прохождение, отражение и поглоще-ние мощных электронных пучков в тонких пленках некоторых металлов и сплавов / А.Я.Вятский, А.Н.Кабанов, В.В.Трунев // Там же. 1972. № 9. С. 1893-1898.
9. Фиттинг Х.-И. Энергетические спектры электронов, прошедших через тонкие пленки твердых тел // ФТТ. 1972. Т.14, вып. 11. С.3455-3457.
10. Вятский А.Я. О прохождении электронов с энергиями 0,5 – 4 кэВ через тонкие пленки некоторых металлов / А.Я.Вятский, В.В.Трунев, Х.-И.Фиттинг // Радиотехника и электроника. 1973. Т.18, № 2. С.432-434.
11. Вятский А.Я. Энергетическое распределение электронов, проходящих через тонкие пленки кремния и золота / А.Я.Вятский, В.Ю.Храмов // ФТТ. 1974. Т.16, вып. 6. С.1818-1820.
12. Вятский А.Я. Метод определения характеристик взаимодействия электронов средних энергий с массивными твердыми телами / А.Я.Вятский, В.Ю.Храмов // ФТТ. 1975. Т.17, вып. 11. С. 3412-3413.
13. Вятский А.Я. Исследование закономерностей взаимодействия мощных электронных пучков с энергией до 70 кэВ с тонкими пленками твердого тела / А.Я.Вятский, А.Н.Кабанов, Б.Н.Смирнов и др. // Радиотехника и электроника. 1976. Т.21, вып. 4. С.895-898.
14. Вятский А.Я. Прохождение и поглощение электронов средних энергий в массивной мишени алюминия / А.Я.Вятский, В.Ю.Храмов // Там же. 1976. №7. С.1507-1512.

15. Fitting X.-J. Electron Penetration and Energy Transfer in Solid Targets / X.-J.Fitting, H.Graefeke, W. Wild // Phys. Stat. Sol. (a). 1977. V.43. P.185-190.
16. Вятский А.Я. Исследование закономерностей взаимодействия электронов 5 – 30 кэВ с массивными твердыми телами / А.Я.Вятский, А.Н.Кабанов, Б.Н.Смирнов и др. // Радиотехника и электроника. 1977. № 7. С.1439-1444.
17. Вятский А.Я. Потери энергии электронного пучка в массивной мишени золота / А.Я.Вятский, Б.Н.Смирнов // ФТТ. 1978. Т.20, вып. 1. С.254-256.
18. August H.-J. Calculation of the electron backscattering coefficient for thin films using a simple electron scattering model / H.-J.August, J.Wernisch // J.Microsc. Spectrosc. Electron. 1989. V.14. P. 189-201.
19. Махов А.Ф. О проникновении электронов в твердые тела. III. Поглощение энергии электронного пучка // ФТТ. 1960. Т.II, вып. 9. С. 2176-2184.
20. Staub P.-F. The Energy Distribution of an Electron Beam Transmitted Through a Solid Film: a Search for an Empirically Founded Analytical Expression // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V.28. P.252-257.
21. August H.-J. Energy distribution of electrons transmitted through thin foils / H.-J.August, J.Wernisch // Ultramicroscopy. 1990. V.32. P.113-120.
22. Махов А.Ф. О проникновении электронов в твердые тела. I. Интенсивность электронного пучка. Поперечные пробеги электронов // ФТТ. Т.II, вып.9. С.2161-2171.
23. Seliger H.H. Transmission of Positrons and Electrons // Phys. Rev. 1955. V.100, № 4. P. 1029-1037.
24. Dupouy G. Transmission of electrons monochromatiques à travers des feuilles métalliques minces / G.Dupouy, F.Perrier, P.Verdier et al. // Compt. Rend. Acad. Sci. Paris. T.260. P.6055-6060.
25. Staub P.-F. Bulk target backscattering coefficient and energy distribution of 0,5 – 100keV electrons: an empirical and synthetic study // Ibid. 1994. V.27. P.1533-1537.
26. Fitting H.-J. Transmission, Energy Distribution and SE Excitation of Fast Electrons in Thin Solid Films // Phys. Stat. Sol. (a). 1974. V.26. P.525-535.
27. Вятский А.Я. О закономерностях проникновения электронных пучков средних энергий в твердые тела / А.Я.Вятский, В.В.Трунев, Х.-И.Фиттинг // Радиотехника и электроника. 1973. Т.18, № 8. С.1701-1705.
28. Zeller C. Modèle théorique de pénétration des électrons dans la matière / C.Zeller, J.Ruste // Revue Phys. Appl. 1976. T.11, № 4. P.441-447.
29. August H.-J. Calculation of Depth Distribution Functions for Characteristic X-Radiation Using an Electron Scattering Model / H.-J.August, J.Wernisch // X-Ray Spectrometry. 1991. V.20. P.131-140.
30. Fitting H.-J. The energy loss of transmitted and backscattered electrons // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1975. V.8. P.1480-1486.
31. Вятский А.Я. Прохождение и поглощение электронов с начальной энергией до 70 кэВ в массивной мишени меди / А.Я.Вятский, А.Н.Кабанов, Б.Н.Смирнов и др. // ФТТ. 1977. Т.19, вып.11. С. 3454-3456.
32. Pouchou J.-L., Pichoir F. Quantitative analysis of homogeneous or stratified microvolumes applying the model "PAP" // Electron Probe Quantitation / Eds.: K.F.J. Heinrich and D.E. Newbury. N.Y.: Plenum Press, 1991. P.31-75.
33. Cosslett V.E. Multiple scattering of 5-30keV electrons in evaporated metal films. I. Total transmission and angular distribution / V.E.Cosslett, R.N.Thomas // Brit. J. Appl. Phys. 1964. V.15. P.883-907.

\* \* \* \* \*

---

# INTEGRAL TRANSMISSION COEFFICIENTS OF ELECTRONS THROUGH THIN FILMS

V.N.Korolyuk, L.V.Usova

*Basing on the experimental data of Vyatskin et al. on the bombardment of thin films by kilovolt electrons we have obtained a general expression for integral transmission coefficients of electrons through the matter and compared it with known formulae. We have shown the relation of the electron transmission coefficient with  $j(rz)$  – function of distribution of the density of the number of ionization of electron level of target atoms throughout depth of sample.*

---